



La microsonde basse énergie à base d'agrégats

J. Arianer

► To cite this version:

| J. Arianer. La microsonde basse énergie à base d'agrégats. 2005, pp.18. in2p3-00025171

HAL Id: in2p3-00025171

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00025171>

Submitted on 5 Dec 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

DECEMBRE 2005 IPNO-05-05

La Microsonde basse énergie à base d'agrégats

J.ARIANER

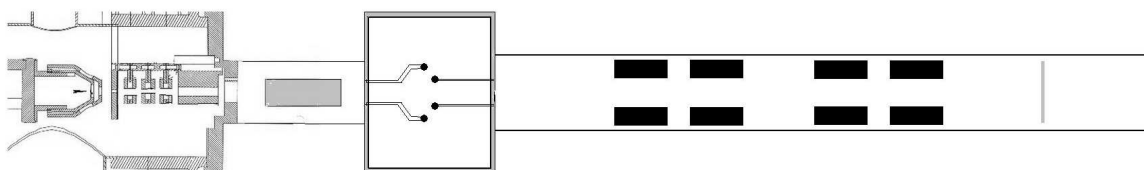
Introduction

L'Institut a décidé de se doter d'un système capable de produire des agrégats ionisés d'atomes accélérés sous 100kV. Il aura vocation de microsonde car l'objectif est d'obtenir des faisceaux microniques.

La démarche pour réaliser un tel système est classique :

- partir d'une source d'agrégats ayant d'excellentes qualités optiques : forte brillance et faible dispersion en énergie. La source à pointe liquide, dont nous maîtrisons la technologie, est la candidate idéale.
- Avoir une géométrie d'extraction des agrégats sans aberration.
- Collimater le faisceau pour définir un objet pour l'optique, source secondaire, d'excellente émittance.
- Focaliser le faisceau résultant dans une lentille à faibles aberrations.
- Trier dans ce faisceau pour n'avoir qu'une race de particules.
- Accélérer de quelques kV à l'extraction jusqu'à 100kV pour l'utilisation, dans une géométrie à faibles aberrations. Cette accélération est très focalisante. Le point image peut déjà être micronique et utilisé comme tel.
- Démagnifier le faisceau par un dispositif surfocalisant et placé assez loin de l'image précédente : un choix universel est celui du quadruplet « russe ».

L'agencement de l'ensemble est schématisé sur la figure suivante.



Le faisceau passe d'abord par un premier collimateur de 2mm de diamètre. L'échantillon de faisceau est ensuite trié par un filtre de Wien. Celui-ci introduit une dissymétrie dans le plan horizontal. Vient l'accélération en une étape puis la démagnification. La microsonde fait ≈ 2.5 m de long.

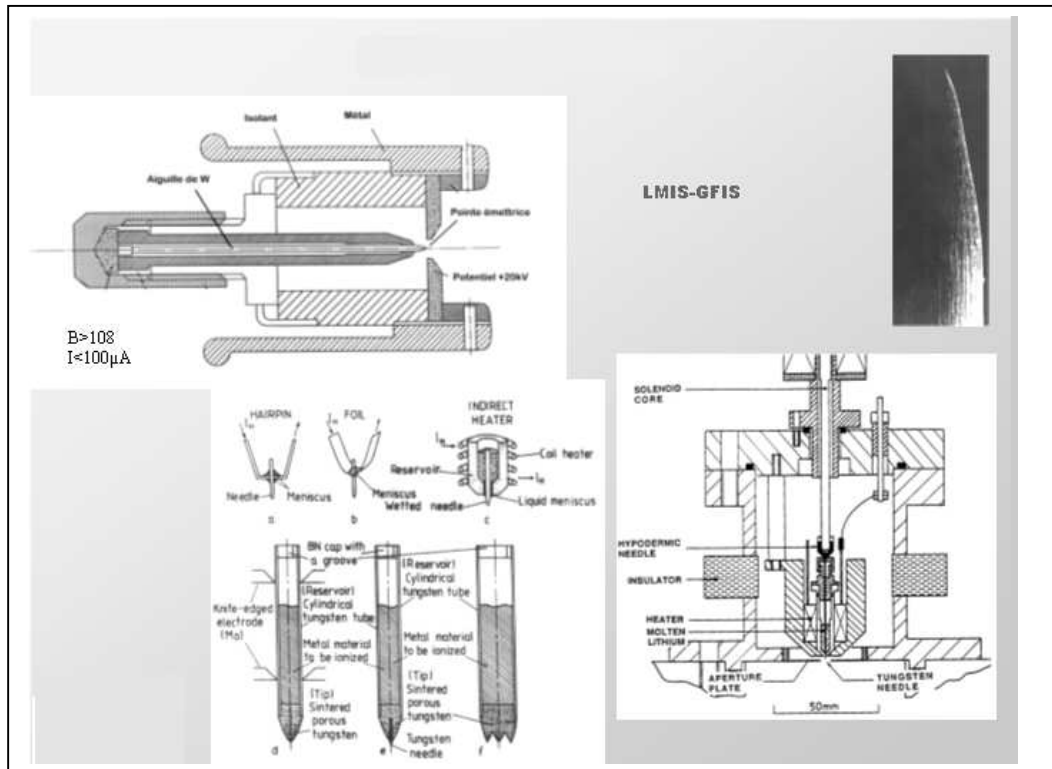
La construction des éléments nécessite, entre autres, d'avoir des tolérances mécaniques serrées. Elles doivent être, au niveau du quadruplet, de l'ordre de la dimension de la tache finale.

Ce rapport décrit les méthodes et les résultats obtenus par simulation sur les éléments vitaux définis ci-dessus.

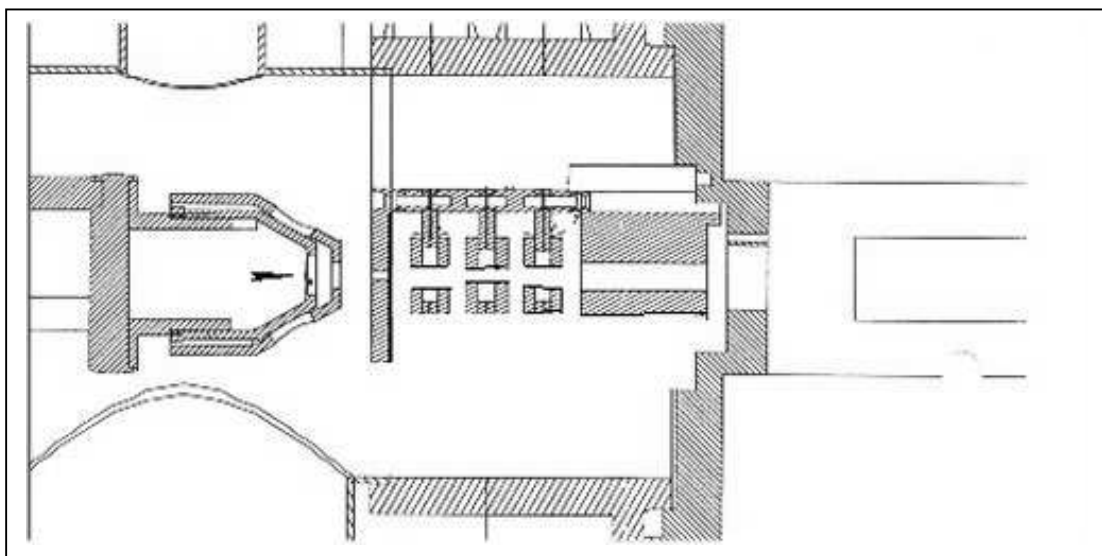
Les moyens de modélisation sont forcément variés, il n'existe pas de code universel capable de traiter l'ensemble du problème. Nous n'avons utilisé, sauf avertissement, que des codes à intégration d'équations de trajectoires avec une méthode de Runge-Kutta du 5^{ème} ordre. Ils ont tous fait l'objet soit d'une validation préalable soit d'une utilisation éprouvée.

La source à pointe liquide

On parlera ci-après de source de type LMIS (Liquid Metal Ion Source). Elle est basée sur l'ionisation de champ obtenue à partir d'une goutte de métal liquide formée sur une pointe submicrométrique. Cette pointe est placée face à une haute tension. Le champ électrique à son voisinage, très élevé, fait « désorber » les atomes et déforme leur puits de potentiel au point que les électrons périphériques peuvent s'échapper [<http://cel.ccsd.cnrs.fr/cours/cel-32/cel-32.pdf>].



Cette source est très utilisée pour produire de fins faisceaux permettant une lithographie nanométrique, de par son excellente émittance.

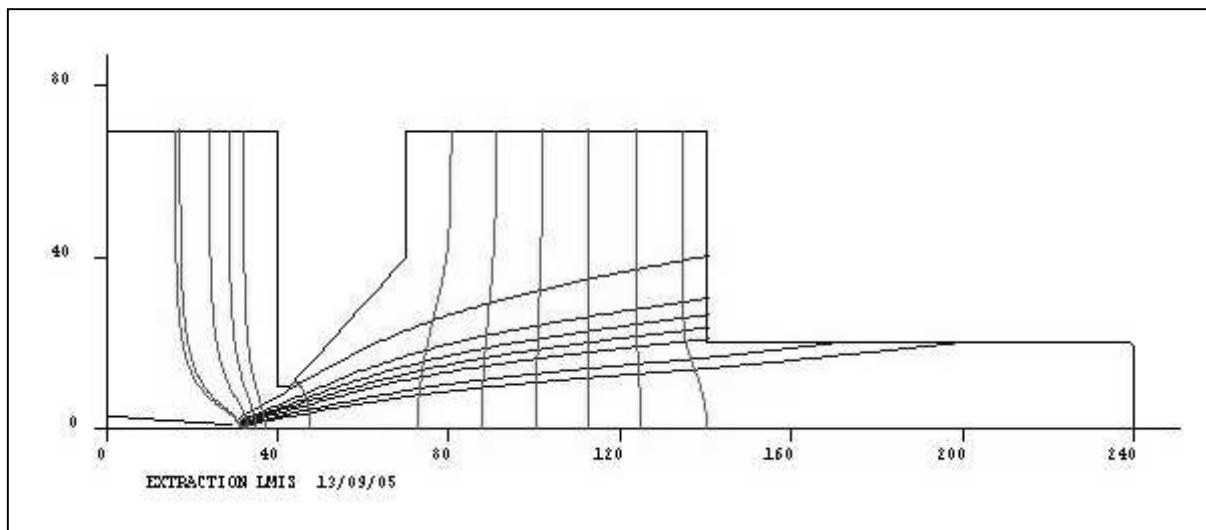


Elle permet en outre de produire des agrégats de métaux facilement fusibles (gallium et or en particulier).

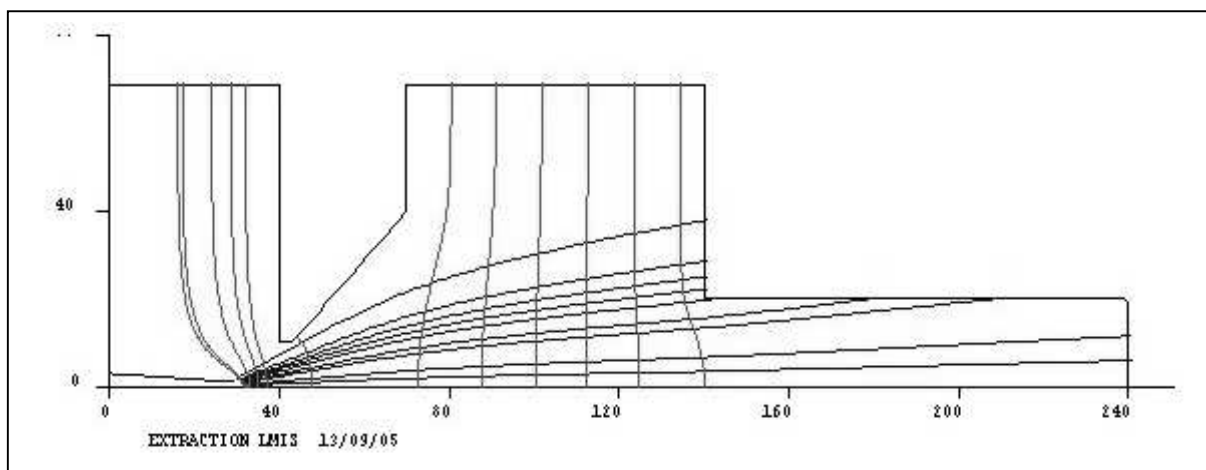
L'extraction se fait, dans notre cas, en deux étapes sous 7 et 20kV.

Sa modélisation s'est faite avec le code EGUN dans sa version 32bits travaillant dans l'environnement Windows [SLAC Report 331 (1988). W.B. Herrmannsfeldt wbhap@slacvm.slac.stanford.edu et disponible via Scientific Software Services et R.Becker rbecker@physik.uni-frankfurt.de]. Ce code constitue la référence en matière d'études de zones d'émission.

Le premier graphe montre le comportement de 10 raies représentatives, issues de la pointe cathodique, sans charge d'espace. La pointe est une calotte sphérique de 0.5mm de rayon et les raies sortent radialement. La géométrie d'accélération est très défocalisante et ces raies sont perdues.

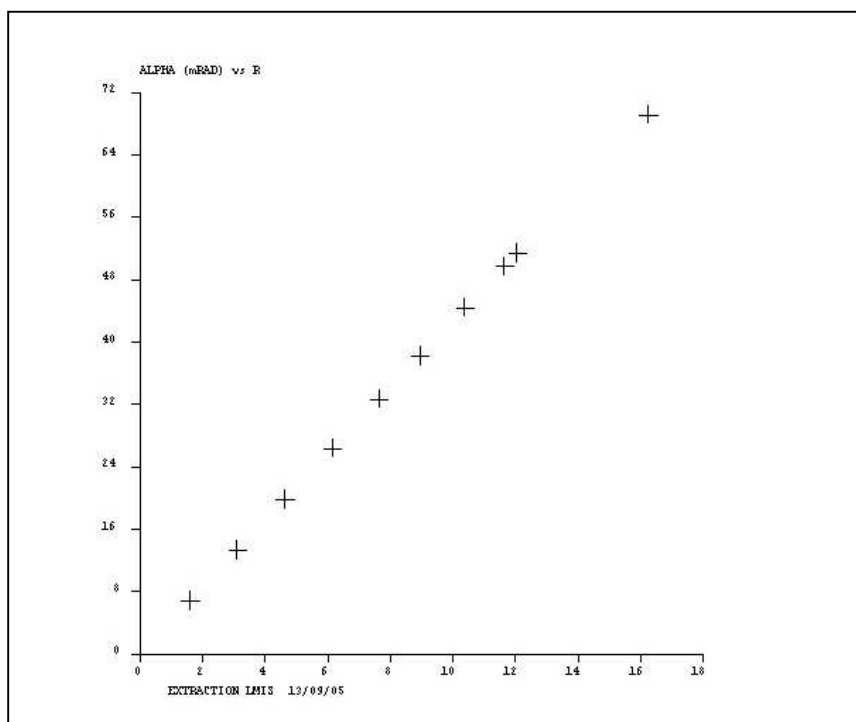
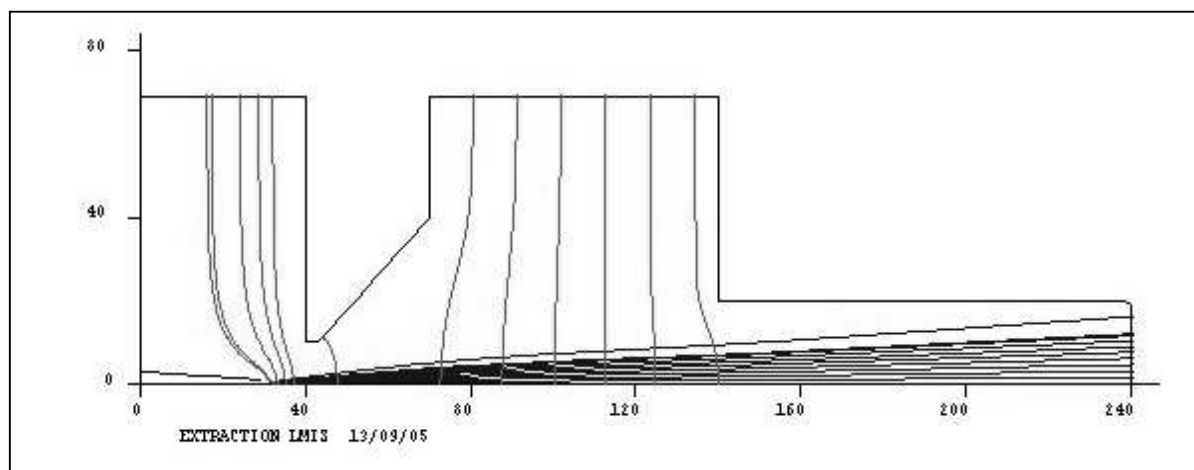


Faire partir les raies parallèlement à l'axe de propagation ne change rien, sauf pour les raies centrales. L'émittance est gouvernée par le champ, les aberrations sont importantes.



On pourrait conclure que cette géométrie n'est pas bien adaptée pour profiter de toute l'intensité émise par la source. En fait, la zone d'émission n'est que de quelques microns [E.Munro. Focusing of charged particles 13B p80. Edité par A.Septier chez

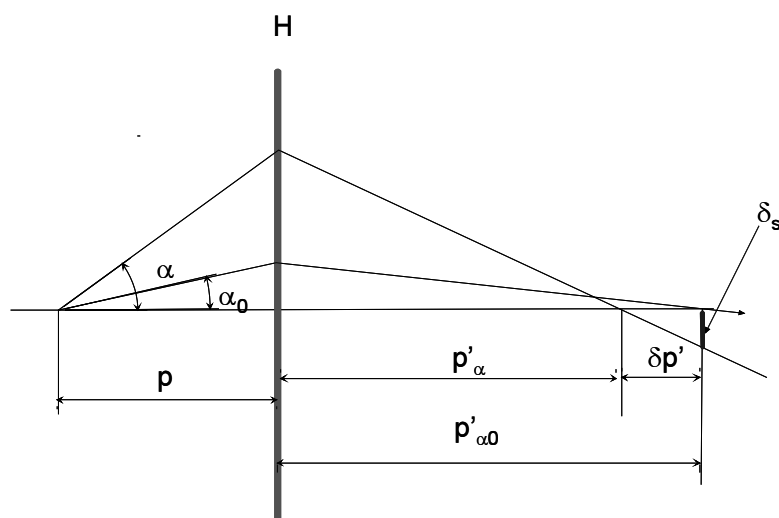
Academic Press]. En tenant compte de ce résultat, on obtient les graphes suivants. Sachant que le collimateur est à 15mm de la pointe, 9 raies sur 10 le franchissent. Le graphe d'émittance s'identifie quasiment à une ligne, il est vrai que la valeur native de l'émittance est de $5 \cdot 10^{-6}$ mm.mrd. La dispersion en énergie est de 45eV (les mesures donnent 60). L'aberration sphérique a disparu. Ces données seront injectées dans les simulations de la lentille et de la ligne de transport en général.



La lentille électrostatique

La lentille initiale, copie d'un modèle existant par ailleurs, est constituée d'une série de cylindres.

Nous l'avons modélisée avec EGUN pour déterminer ses aberrations sphérique et chromatique. Rappelons les définitions sur lesquelles nous nous appuyons [K.H.Hanszen & R.Lauer. FOCP 1 loc.cit., p255].



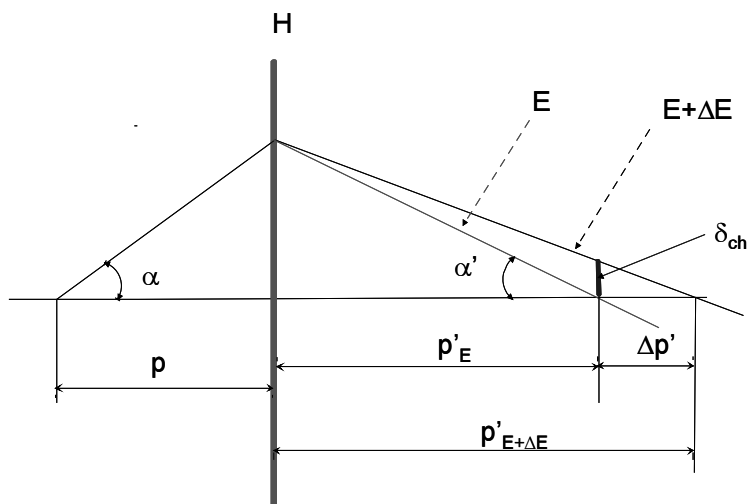
Supposons les 2 plans principaux confondus en H et 2 raies, l'une inclinée de α_0 est paraxiale, l'autre non. Du fait de l'aberration sphérique, au niveau de l'image paraxiale existe un cercle de moindre confusion de rayon δ_s .

La constante d'aberration sphérique c_s relative à l'image est :

$$c_s = \frac{\delta_s}{\alpha^3}$$

C_s , relative à l'objet, est :

$$C_s \approx c_s \frac{p}{p'_{\alpha_0}}$$



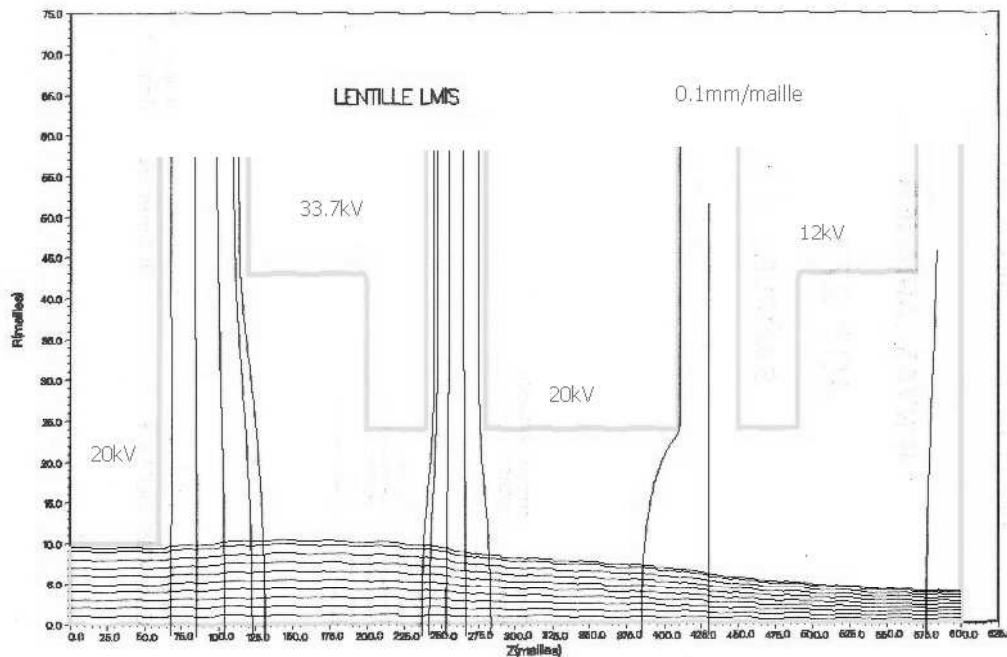
Les très bonnes lentilles ont des valeurs de C_s de quelques dizaines de mm.

Pour l'aberration chromatique, considérons 2 raies paraxiales inclinées d'un même angle mais dont l'énergie E diffère de ΔE , on définit les 2 mêmes constantes que précédemment :

$$c_{ch} = \delta_{ch} \frac{E}{\alpha \Delta E} \quad \text{et} \quad C_{ch} = c_{ch} \frac{p}{p_{\alpha_0}}$$

Dans le cas où α est proche de 0, les aberrations peuvent simplement être décrites par δ_s ou δ_{ch} .

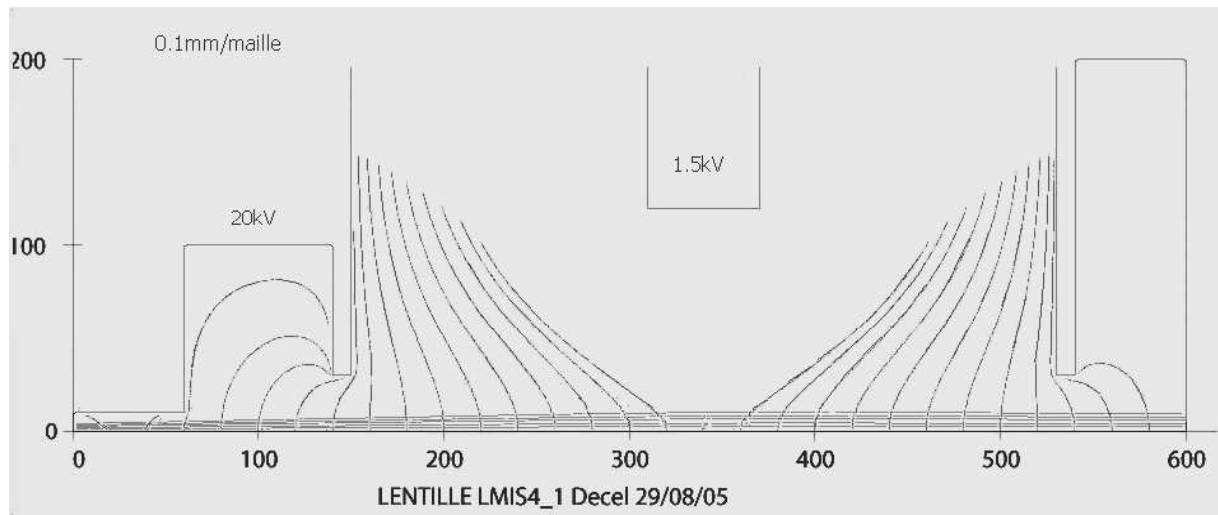
La figure montre la focalisation de raies parallèles avec la lentille initiale.



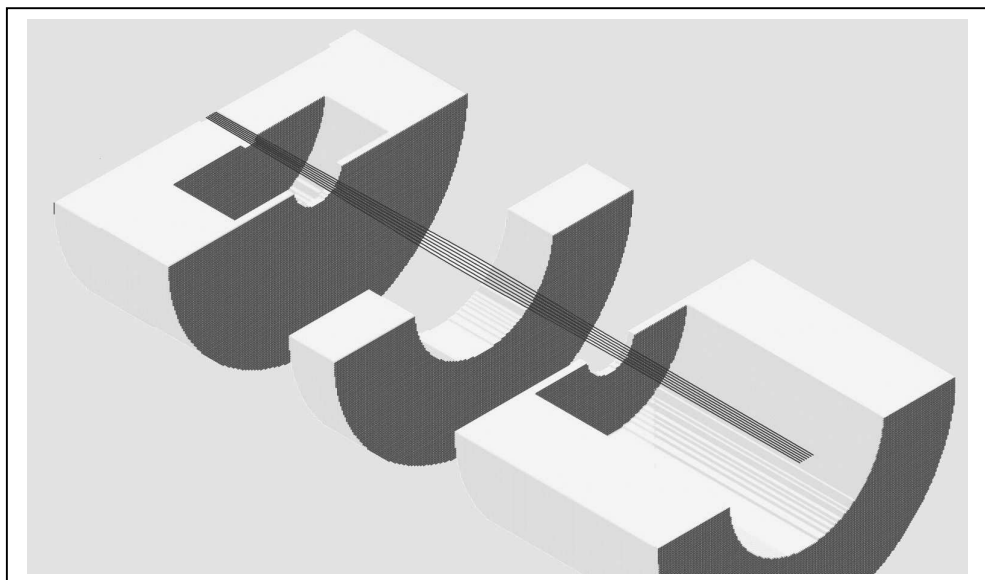
On trouve $\delta_s = 260\mu$, $c_s = 2600\text{mm}$!! et $\delta_{ch} = 11.3\mu$, $c_{ch} = 2660\text{mm}$.

La littérature décrit beaucoup de lentilles à faibles aberrations, elles sont quasiment toutes de type unipotentielle ou « einzel » (simple, en allemand). Nous devons respecter un contexte géométrique (encombrement) et électrique (alimentations disponibles). Nous avons choisi de substituer à la lentille alambiquée initiale celle décrite par Brewer [R.Wilson & G.R.Brewer. Ion beams. R.E.Krieger Publishing, Malabar, Florida (1979) p205] ou par Von Ardenne [W.Lippert & W.Pohl. Optik 10 (1953)447].

Cette lentille possède une électrode centrale courte. En mode « decel-accel », elle est très focalisante grâce à l'inclinaison des équipotentielles centrales. On obtient $\delta_s = 39\mu$ et $C_s = 850\text{mm}$ conformément au graphe donné dans les références ci-dessus. Pour l'aberration chromatique, on obtient $C_{ch} = 217\text{mm}$. Ces valeurs montrent que les lentilles électrostatiques axisymétriques ne sont pas des dispositifs bien adaptés pour faire des microfaisceaux. Le mode « accel-decel » ne peut être utilisé du fait des distances inter-électrodes et des potentiels requis.



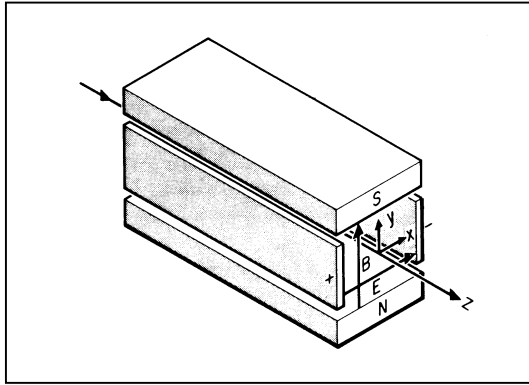
L'arrangement a été introduit dans SIMION3D [D.A.Dahl. Rapport EGG-CS-7233 (2000)] qui en donne une vue plus réaliste.



Le filtre de Wien

Le filtre de Wien est un sélecteur de vitesse utilisant un champ électrique E_x croisé avec une induction magnétique B_y . Soit V_0 l'énergie exprimée en volts de la particule voyageant sur l'axe. Sa vitesse longitudinale est :

$$\dot{z}_0 = \sqrt{2\eta V_0}$$



On peut équilibrer la force de Laplace avec celle de Coulomb pour que cette particule traverse le filtre sans déviation, ce qui implique :

$$z_0 = \frac{E_x}{B_y}$$

Pour tout autre particule, les équations du mouvement deviennent :

$$\ddot{x} = \eta(E_x - \dot{z}B_y)$$

$$\ddot{z} = \eta\dot{x}B_y$$

Combinées, ces équations donnent pour le plan horizontal, seul affecté :

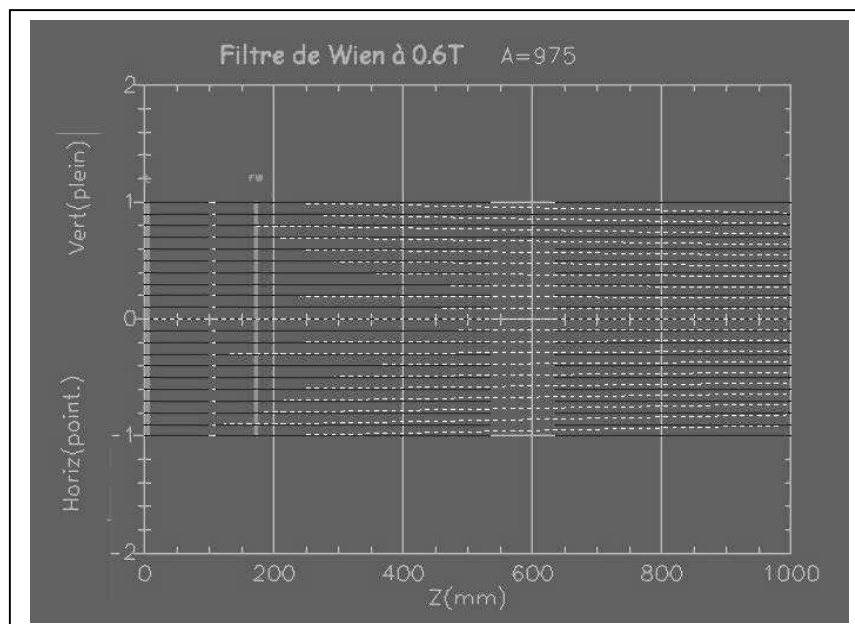
$$x'' = -\frac{\eta B_y^2}{E_x} \left[\frac{\eta B_y^2}{E_x} x - \left(1 - \frac{\dot{z}B_y}{E_x} \right) \right]$$

On peut déterminer une distance focale dans ce plan :

$$\alpha = \frac{B_y \sqrt{\eta}}{2\sqrt{V_0}} \quad f = \frac{1}{\alpha \sin(\alpha L)}$$

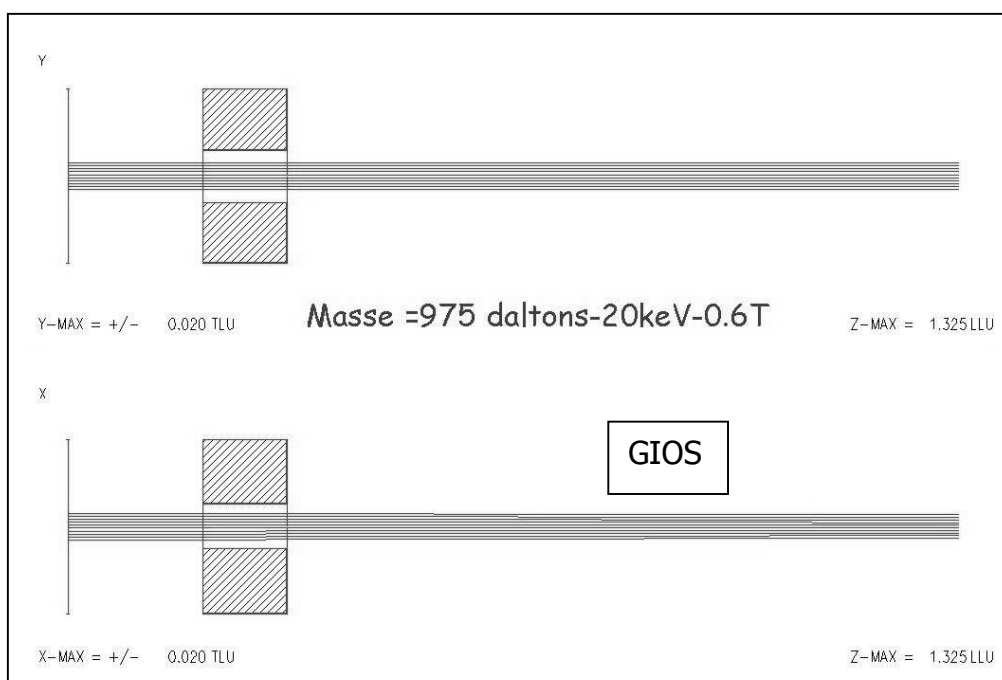
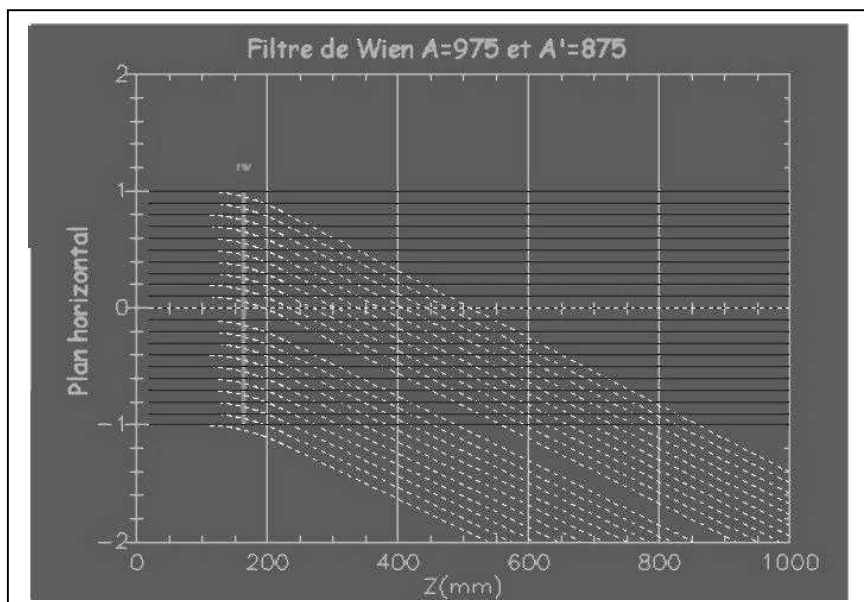
Dans notre cas, à partir du filtre existant, $B_y=0.6T$ au maximum, $V_0=20keV$ et $A=975$, on trouve $f=102m$!

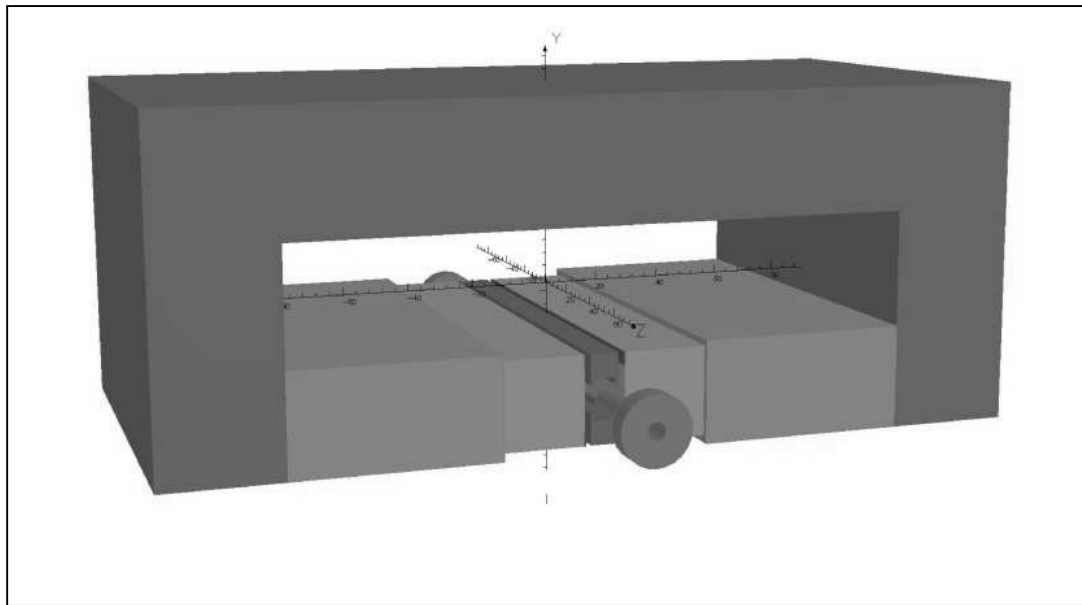
En simulation, nous avons traité le cas d'un filtre idéal avec des champs en créneaux.



Ce type de filtre a les propriétés dispersives d'un secteur magnétique en maintenant le faisceau désiré en ligne droite mais il rompt la symétrie axiale.

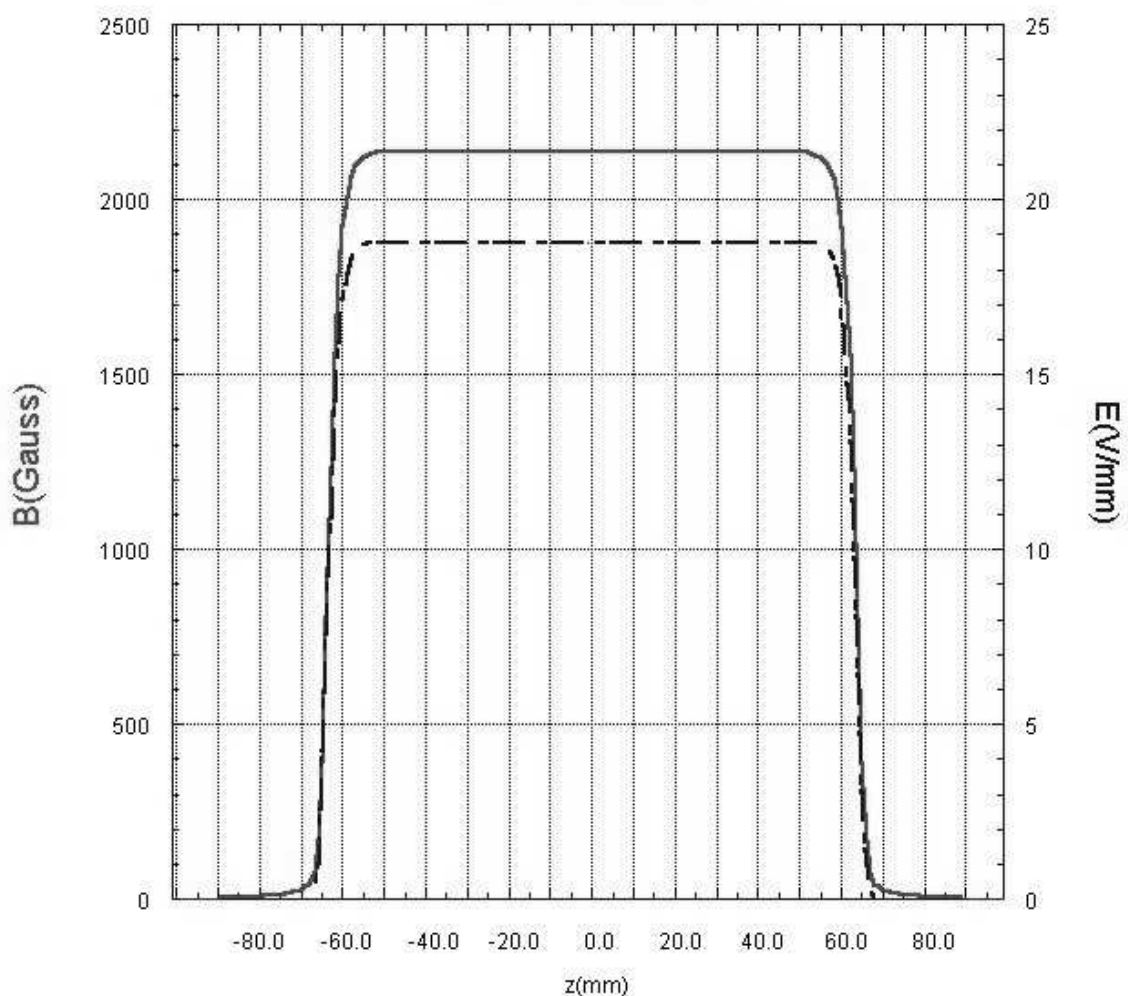
Ces figures ont été obtenues grâce à un code largement utilisé auparavant [J.Arianer. Rapports IPNO-01-03 & IPNO-01-012] dont les résultats ont été vérifiés avec GIOS [M.Berz & H.Wollnick. Ncl.Inst & Meth. A258 (1987)408]. Elles montrent la faible action focalisante en horizontal et la résolution pour $\Delta A/A=10\%$.



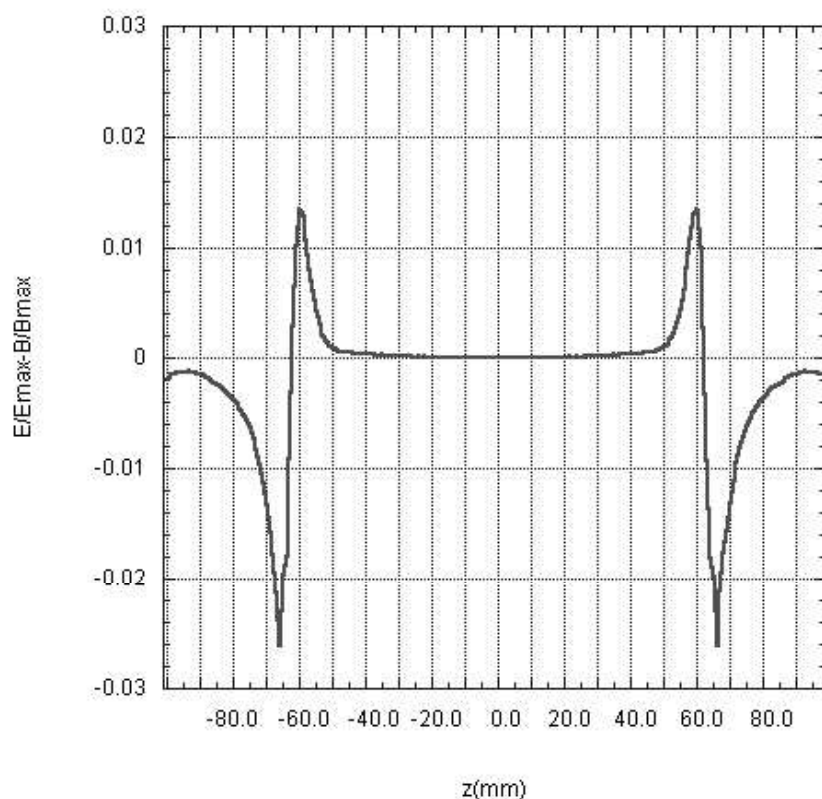


Il est absolument nécessaire pour une microsonde, d'avoir des éléments optiques centrés avec une précision de l'ordre du diamètre de l'image souhaitée. Le filtre de Wien doit posséder des cartes de champs électrique et magnétique concordantes. Le calcul de ces cartes a été fait par P.Gara à l'aide du code 3D Vector Fields.

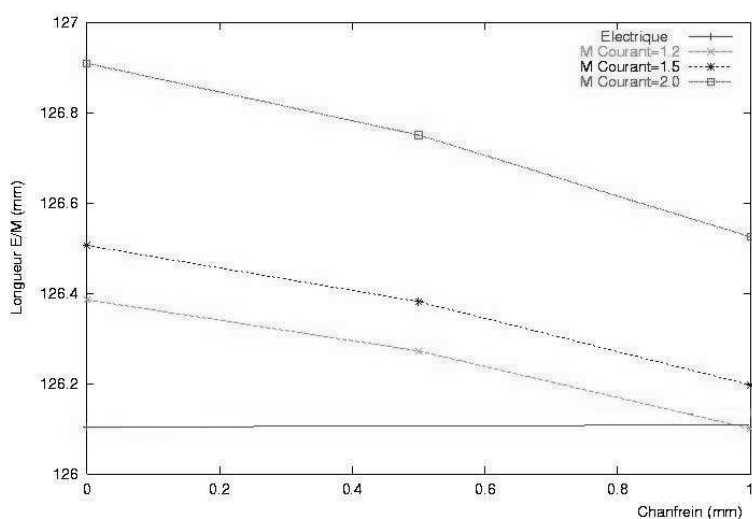
B et E=f(z) FW



Une apparente excellente concordance a été obtenue par un profilage judicieux des bouts d'électrodes.

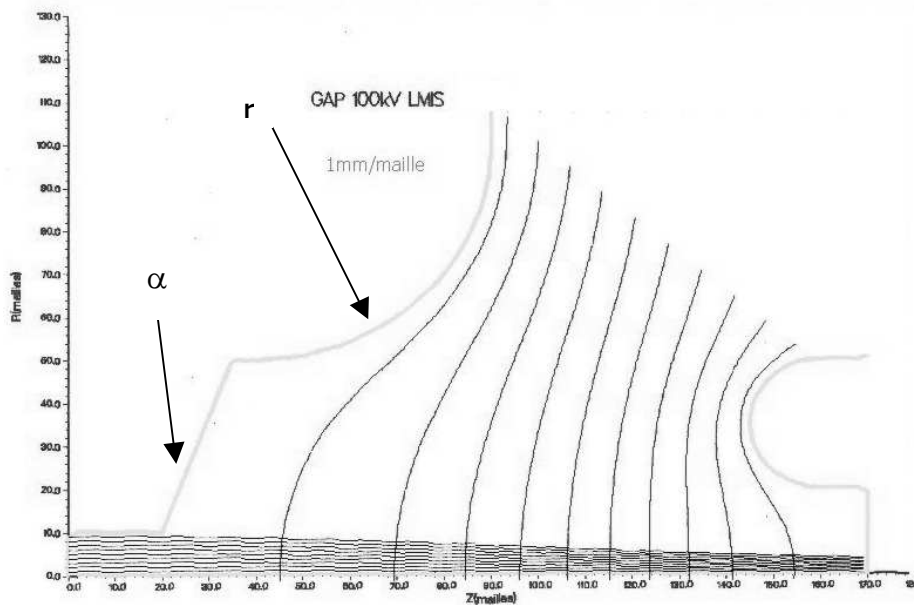


La figure ci-dessus montre l'écart normalisé entre les 2 cartes de champ. Il induit un angle de déviation de 1.8mrad. Son annulation imposera une amélioration de cette concordance par allongement de la longueur équivalente des électrodes de 0.3mm ou une réduction de la longueur magnétique par chanfreinage des pôles, comme le montre la figure ci-dessous.



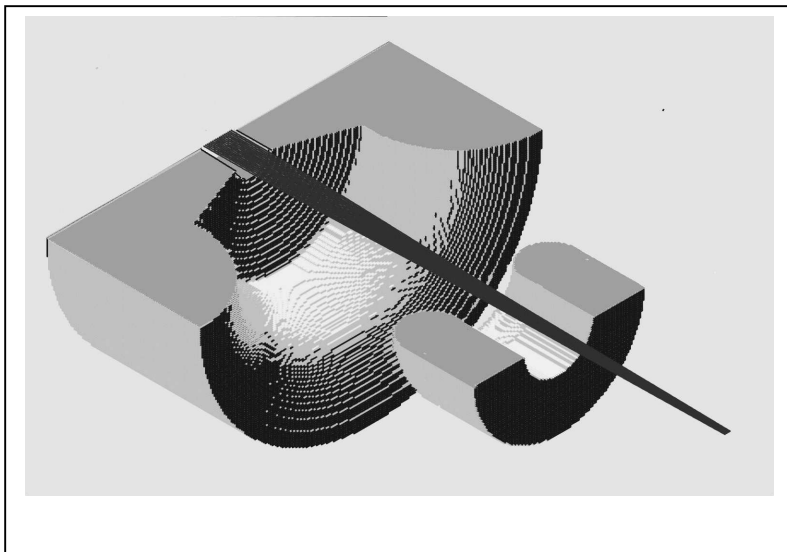
L'espace d'accélération

Il n'y a pas de littérature sur les espaces accélérateurs avec des formes d'électrodes tenant compte des impératifs de tenue en tension. Nous avons choisi une géométrie de type Rogowski héritée des canons à électrons de ce type et réputée pour respecter les émittances natives, donc à faibles aberrations.



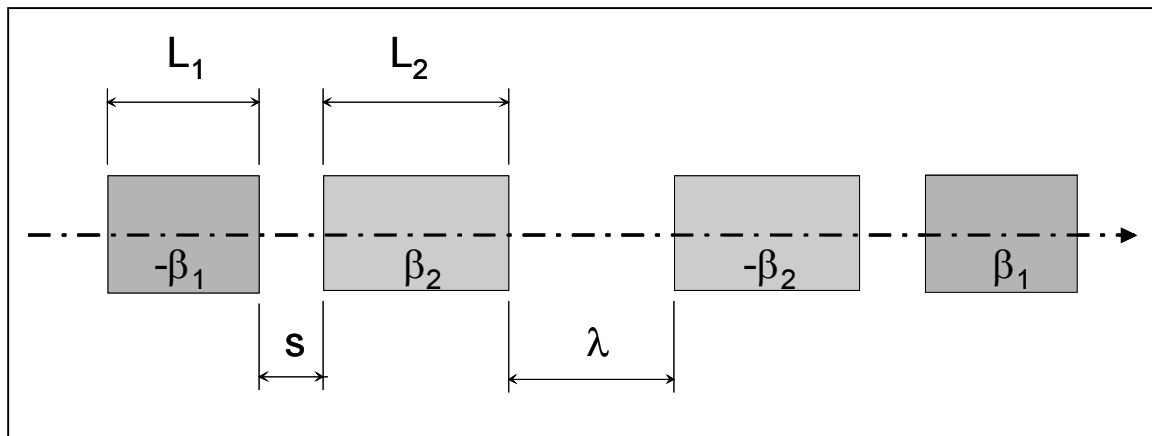
L'électrode amont de l'espace commence par un cône dont la demi-ouverture α est critique et finit par une calotte torique dont la position du centre de courbure et le rayon secondaires sont encore plus sensibles. La raison est que l'aberration est liée à la forme des premières équipotentiels qui doivent former une image parfaitement stigmatique.

Après une longue recherche systématique, on obtient $C_s=100.8\text{mm}$ et $C_{ch}=32\text{mm}$, excellentes valeurs. Ce gap pourrait constituer une lentille très puissante permettant de faire un micro-faisceau plus grossier, dans une première étape.



Le quadruplet « russe »

Un arrangement particulier de 4 ou 6 quadrupôles possède un taux de démagnification très élevé et une aberration chromatique nettement plus faible que tout autre système [A.D.Dymnikov et S.Y.Yavor. Sov.Phys.Techn.Phys. 8-7 (1964) 639]. Dans le cas général du « quadruplet russe », 2 doublets asymétriques à excitations opposées sont montés tête-bêche. Ce système est dorénavant universellement utilisé dans les microsondes atomiques avec des quadrupôles magnétiques. En considérant la faible énergie de notre faisceau, nous avons fait le choix économique de quadrupôles électrostatiques.



Considérons un quadruplet fait d'éléments de même longueur:

$$k^2 = \frac{V_{[V]}}{E_{[eV]} a^2_{[m]}} = \frac{\mu_0 n I}{a^2} \sqrt{\frac{2q}{mE}}$$

$$k_1 L_1 = \theta_1 \text{ et } k_2 L_2 = \theta_2$$

Si x_0, x'_0, y_0, y'_0 sont les paramètres géométriques d'une particule à l'entrée du premier doublet, on obtient les paramètres en sortie de ce doublet [E.Regenstreif. Focusing of charged particles I p375. Edité par A.Septier. Academic Press 1967] :

$$\begin{aligned} x_2 &= H_{11}x_0 + H_{12}x'_0 & y_2 &= V_{11}y_0 + V_{12}y'_0 \\ x'_2 &= H_{21}x_0 + H_{22}x'_0 & y'_2 &= V_{21}y_0 + V_{22}y'_0 \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}
H_{11} &= \cos \theta_1 \operatorname{ch} \theta_2 - k_1 s \sin \theta_1 \operatorname{ch} \theta_2 - \frac{k_1}{k_2} \sin \theta_1 \operatorname{sh} \theta_2 \\
H_{12} &= s \cos \theta_1 \operatorname{ch} \theta_2 + \frac{1}{k_1} \sin \theta_1 \operatorname{ch} \theta_2 + \frac{1}{k_2} \cos \theta_1 \operatorname{sh} \theta_2 \\
H_{21} &= k_2 \cos \theta_1 \operatorname{sh} \theta_2 - k_1 \sin \theta_1 \operatorname{ch} \theta_2 - k_1 k_2 s \sin \theta_1 \operatorname{sh} \theta_2 \\
H_{22} &= \cos \theta_1 \operatorname{ch} \theta_2 + k_2 s \cos \theta_1 \operatorname{sh} \theta_2 + \frac{k_2}{k_1} \sin \theta_1 \operatorname{sh} \theta_2 \\
V_{11} &= \operatorname{ch} \theta_1 \cos \theta_2 + k_1 s \operatorname{sh} \theta_1 \cos \theta_2 + \frac{k_1}{k_2} \operatorname{sh} \theta_1 \sin \theta_2 \\
V_{12} &= s \operatorname{ch} \theta_1 \cos \theta_2 + \frac{1}{k_1} \operatorname{sh} \theta_1 \cos \theta_2 + \frac{1}{k_2} \operatorname{ch} \theta_1 \sin \theta_2 \\
V_{21} &= -k_2 \operatorname{ch} \theta_1 \sin \theta_2 + k_1 \operatorname{sh} \theta_1 \cos \theta_2 - k_1 k_2 s \operatorname{sh} \theta_1 \sin \theta_2 \\
V_{22} &= \operatorname{ch} \theta_1 \cos \theta_2 - k_2 s \operatorname{ch} \theta_1 \sin \theta_2 - \frac{k_2}{k_1} \operatorname{sh} \theta_1 \sin \theta_2
\end{aligned}$$

à la sortie du 3^{ème} quadrupôle on a :

$$\begin{aligned}
x_3 &= x_2 + \lambda x_2' & y_3 &= y_2 + \lambda y_2' \\
x_3' &= x_2' & y_3' &= y_2'
\end{aligned}$$

on en déduit :

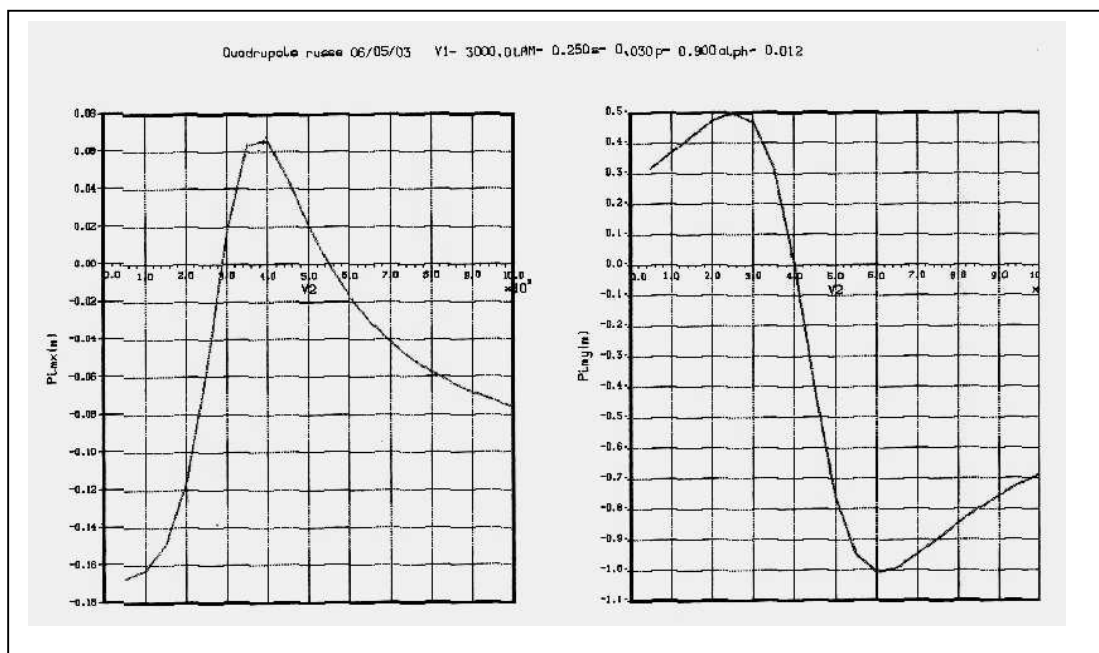
$$\begin{aligned}
x_4 &= R_{11} x_0 + R_{12} x_0' & y_4 &= R_{22} y_0 + R_{12} y_0' \\
x_4' &= R_{21} x_0 + R_{22} x_0' & y_4' &= R_{21} y_0 + R_{11} y_0'
\end{aligned}$$

avec :

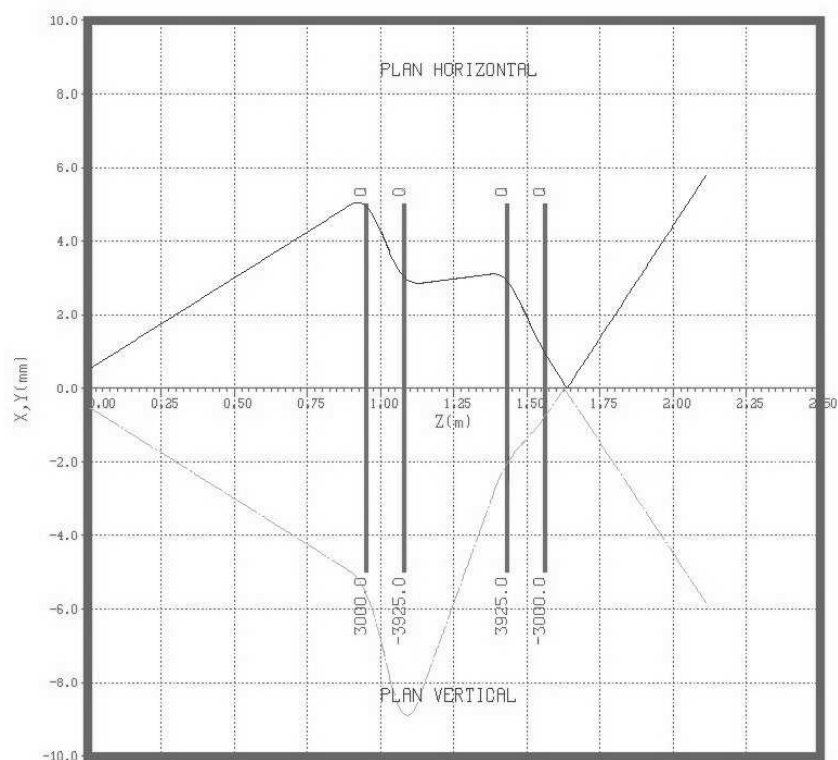
$$\begin{aligned}
R_{11} &= H_{11} V_{22} + H_{21} V_{12} + \lambda H_{21} V_{22} \\
R_{12} &= H_{12} V_{22} + H_{22} V_{12} + \lambda H_{22} V_{22} \\
R_{21} &= H_{11} V_{21} + H_{21} V_{11} + \lambda H_{21} V_{21} \\
R_{22} &= H_{12} V_{21} + H_{22} V_{11} + \lambda H_{22} V_{21}
\end{aligned}$$

Les graphes généraux que l'on tire de ces expressions sont inextricables. D'où l'utilisation d'un code numérique qui permet de déterminer rapidement les conditions adéquates pour obtenir une image ponctuelle, en imposant x_0 , x_0' et V_1 la polarisation du premier quadrupôle. Les paramètres sont a , s , L et λ . On trace la position de l'image dans les 2 plans en fonction de V_2 .

Le graphe résultant représente les résultats pour $L=10\text{cm}$, $a=2.5\text{cm}$, $V_1=3000\text{V}$, $s=3\text{cm}$ et $\lambda=25\text{cm}$. On trouve le minimum de la position image, donc de la tache, pour $V_2 \approx 4000\text{V}$. Ce résultat est corroboré par un code d'intégration des équations du mouvement dans un système de quadrupôles.



QUADRUPLÉT RUSSE- $r=2.5$ - $L=10$



La tache minimale est de l'ordre de 5μ pour les conditions d'émittance de la source LMIS. Pour $\lambda < 5\text{cm}$, on trouve plusieurs solutions. Pour limiter l'excursion radiale, on peut employer des polarisations plus élevées.

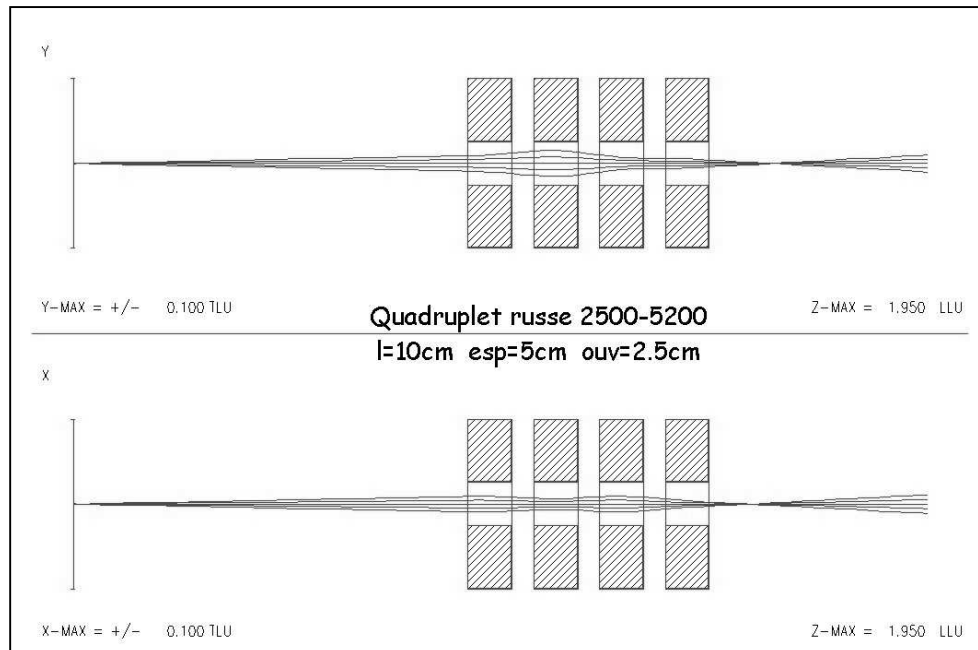
Le calcul exact des aberrations sphériques et chromatique se fait en calculant les termes de matrice du second et troisième ordre $\chi/\alpha\delta$ et $\chi/\alpha\alpha\alpha$ [H.Wollnik. Optics of charged particles. Academic Press 1987]. En utilisant GIOS au troisième ordre, on retrouve les résultats ci-dessus et l'on déduit :

Le grandissement $\Gamma = -7.85 \cdot 10^{-4}$

$$C_s = \frac{1}{6}(\chi/\alpha\alpha\alpha) \frac{1}{\Gamma} = 130\text{mm}$$

$$C_{ch} = (\chi/\alpha\delta) \frac{1}{\Gamma} = 25\text{mm}$$

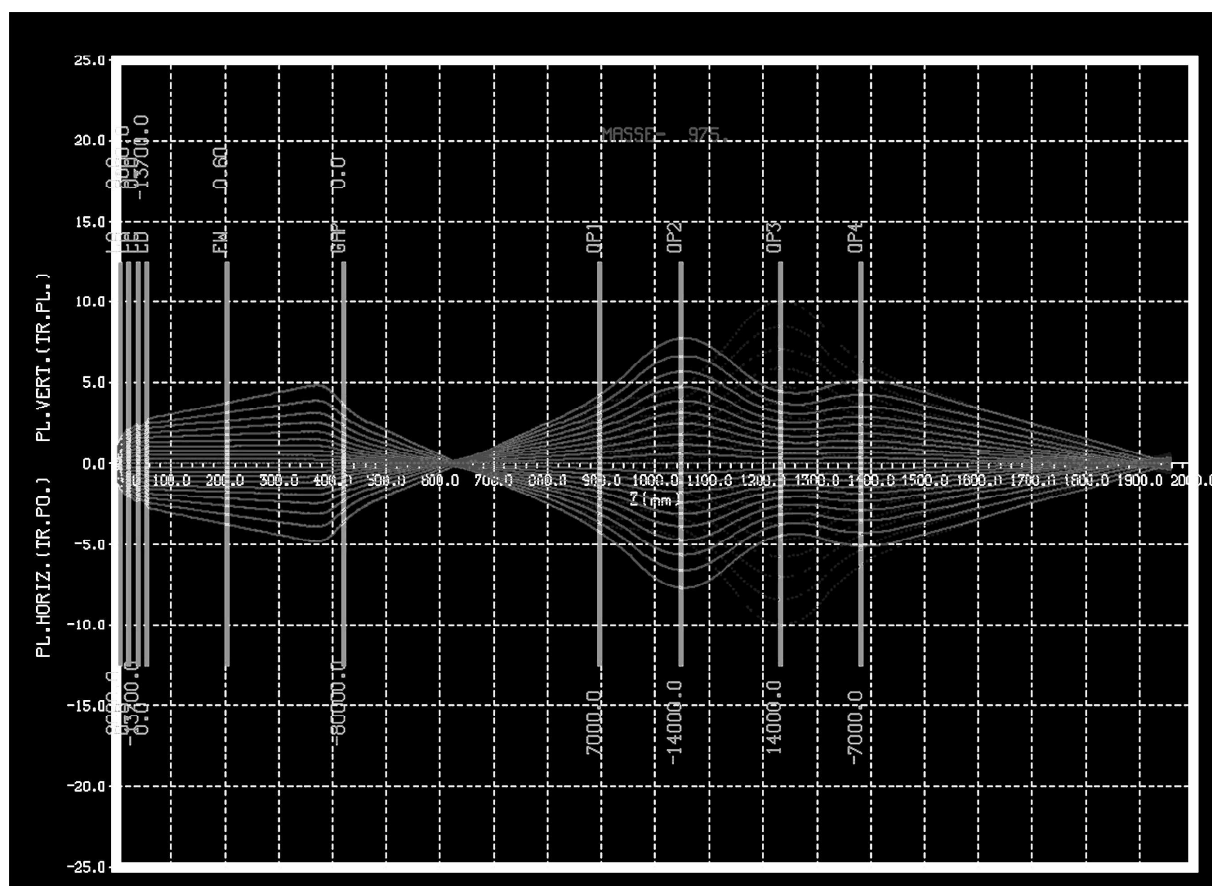
soit des cercles de moindre confusion de l'ordre de 0.1μ de diamètre, bien inférieurs à ceux dus à l'émission.



Le transport global

Le code utilisé pour étudier le transport global au premier ordre a été évoqué précédemment. Il intègre les équations du mouvement à partir de champs idéalisés : en créniaux pour les quadrupôles et le filtre de Wien et avec des développements limités des potentiels axiaux pour le gap et la lentille. Il donne néanmoins des résultats très proches des codes d'ordre supérieur et permet d'avoir une vision globale de l'action de tous les paramètres.

La figure ci-dessous montre un exemple de transport complet de la source à l'image micrométrique, avec un rayon de gorge des Qpôles de 5 cm pour limiter l'aberration sphérique et avec l'ancienne lentille.



L'utilisation de la nouvelle lentille permet d'obtenir un résultat semblable avec des excitations de Qpôles <5000V, du fait de sa plus faible distance focale.

Conclusion-Directives de réalisation

Du fait de la très forte démagnification du quadruplet, de la valeur de l'émittance de la source et des faibles aberrations, l'obtention d'un spot final de diamètre $<10\mu$ n'est pas utopique.

La directive majeure de réalisation est d'avoir des tolérances mécaniques et d'alignement les plus serrées possibles compte tenu du budget alloué.